

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ

М. А. Гуревич, А. М. Степанов

(Ленинград)

Несмотря на то, что реакция взаимодействия металлических частиц с газовым окислителем вначале, т. е. при низких температурах металла, протекает на поверхности частиц, горят они, как показывают экспериментальные исследования [1], в паровой фазе. Следовательно, если даже частица не загорелась сразу в парах, минуя стадию гетерогенного окисления (это возможно при высоких температурах среды и для низкокипящих металлов), то в условиях воспламенения для нее все равно неизбежен переход химической реакции с поверхности в объем. Для случая горения частиц магния в кислородсодержащей среде такая неизбежность доказана с помощью условия Зельдовича (градиент температуры на поверхности частицы равен нулю) [2].

Произойдет ли переход реакции с поверхности в паровую фазу для данной частицы и при определенных условиях в среде, т. е. обеспечены ли условия воспламенения или нет? Это зависит от развития гетерогенной реакции: будет она самоускоряться или все тепловыделение пойдет на испарение металла и нагрев среды. Вопрос о том, насколько быстро произойдет переход реакции с поверхности частицы в объем, полностью зависит от скорости гомогенной реакции. Таким образом, если при определении предельных условий воспламенения металлической частицы можно было не учитывать реакцию в объеме [3], то для расчета момента воспламенения частицы этого делать нельзя.

Рассмотрим разогрев металлической частицы в среде, содержащей кислород. Полагаем, что тепло- и массообмен частицы со средой осуществляется внутри приведенной пленки, радиус которой r_1 определяется радиусом частицы r_0 и числом Нуссельта Nu:

$$r_1 = r_0 \frac{\text{Nu}}{\text{Nu} - 2}. \quad (1)$$

Предполагаем также, что образующийся в результате реакции окисел металла не препятствует диффузии газов и паров и не обладает теплоемкостью.

Если считать, что процессы переноса массы и тепла в пределах приведенной пленки протекают квазистационарно, т. е. поля температур и концентраций мгновенно следуют за изменением температуры частицы, то распределения температуры и концентраций паров металла и кислорода вблизи поверхности частицы описываются системой уравнений:

$$\lambda \left(\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dT}{dr} \right) - \rho c_p v \frac{dT}{dr} + kq = 0;$$

$$D \rho \left(\frac{d^2 n_{\text{к}}}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dn_{\text{к}}}{dr} \right) - \rho v \frac{dn_{\text{к}}}{dr} - k = 0; \quad (2)$$

$$D \rho \left(\frac{d^2 n_{\text{п}}}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dn_{\text{п}}}{dr} \right) - \rho v \frac{dn_{\text{п}}}{dr} - k \beta = 0,$$

где $n_{\text{к}}$ и $n_{\text{п}}$ — массовые содержания соответственно кислорода и паров металла; v — скорость газа (стефановская скорость); q — удельная теплота реакции паров металла с кислородом по кислороду; β — стехиометрический множитель; k — скорость гомогенной реакции.

Предполагаем, что коэффициенты теплопроводности и диффузии, а также удельные теплоемкости паров металла, кислорода и нейтральных газов одинаковы. Кроме того, удельная теплоемкость c_p , коэффициент теплопроводности λ и произведение коэффициента диффузии на плотность $D\rho$ считаются постоянными в пределах приведенной пленки. Из уравнения неразрывности следует

$$\rho v r^2 = \rho_0 v_0 r_0^2, \quad (3)$$

где ρ_0 и v_0 — соответственно плотность и скорость газа на поверхности частицы.

Граничные условия к системе уравнений (2) — (3):

1. На поверхности частицы парциальное давление паров металла определяется температурой (действительная скорость испарения много меньше скорости испарения в вакуум)

$$p_{\text{п}}(r_0) = p^* \exp\left(-\frac{l}{RT_0}\right),$$

где p^* — предэкспоненциальный множитель; T_0 — температура поверхности частицы; l — удельная теплота испарения металла (считается независимой от температуры).

Содержания кислорода и паров металла у поверхности частицы связаны, следовательно, зависимостью

$$n_{\text{п}0} = \frac{1 - \left(1 - \frac{\mu_{\text{п}}}{\mu_{\text{к}}}\right) n_{\text{к}0}}{1 + \frac{\mu_{\text{п}}}{\mu_{\text{к}}} \left[\frac{P}{p^*} \exp\left(\frac{l}{RT_0}\right) - 1 \right]}, \quad (4)$$

где $\mu_{\text{к}}$, $\mu_{\text{п}}$ и $\mu_{\text{н}}$ — молекулярные веса соответственно кислорода, нейтрального газа и паров металла; P — давление во внешней среде.

$$2. \quad T(r_0) = T_0. \quad (5)$$

3. Полный газовый поток на поверхности частицы складывается из потоков кислорода и паров металла

$$\rho_0 v_0 = -\rho_0 D_0 \left(\frac{dn_{\text{к}}}{dr} \right)_{r=r_0} + \rho_0 v_0 n_{\text{к}0} - \rho_0 D_0 \left(\frac{dn_{\text{п}}}{dr} \right)_{r=r_0} + \rho_0 v_0 n_{\text{п}0}. \quad (6)$$

4. Поток кислорода на поверхности частицы определяется скоростью гетерогенной реакции k_0 :

$$-\rho_0 D_0 \left(\frac{dn_{\text{к}}}{dr} \right)_{r=r_0} + \rho_0 v_0 n_{\text{к}0} = -k_0. \quad (7)$$

Содержание кислорода в среде и температура среды заданы:

$$5. \quad n_{\text{к}}(r_1) = n_{\text{к}1}. \quad (8)$$

$$6. \quad T(r_1) = T_1. \quad (9)$$

7. Пары металла в среде отсутствуют:

$$n_n(r_1) = 0. \quad (10)$$

Вследствие малости размеров частицы и большой теплопроводности металла можно принять, что вся частица мгновенно прогревается до температуры ее поверхности. Тогда уравнение разогрева частицы можно записать:

$$c_p \rho_m \frac{\pi \delta_0^3}{6} \frac{dT_0}{dt} = k_0 (q - \beta l) \pi \delta_0^2 + \lambda_0 \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r=r_0} \pi \delta_0^2 - \\ - l \left(-\rho_0 D_0 \frac{dn_n}{dr} + \rho_0 v_0 n_n \right)_{r=r_0} \pi \delta_0^2, \quad (11)$$

где ρ_m — удельная плотность жидкого металла; δ_0 — диаметр частицы.

Удельная теплоемкость металла считается одинаковой для всех фазовых состояний (теплоты агрегатных переходов считаются независимыми от температуры).

Положим, что и гомогенная и гетерогенная реакции имеют первый порядок по кислороду и подчиняются температурной зависимости Аррениуса. Кроме того, первая из них по парам металла имеет первый порядок, а вторая — нулевой.

$$k = k^* \rho^2 n_k n_n \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) \quad (12)$$

и

$$k_0 = k_0^* \rho_0 n_{k_0} \exp \left(-\frac{E_0}{RT_0} \right), \quad (13)$$

где k^* и k_0^* — предэкспоненциальные константы; E и E_0 — энергии активации.

Введем новые переменные:

$$\theta = -\frac{c_p T}{q n_{k_1}}; \quad Z_n = \frac{n_n}{\beta n_{k_1}}; \quad Z_k = \frac{n_k}{n_{k_1}};$$

$$\eta_1 = \exp \left[\frac{\rho_0 v_0 r_0 c_p}{\lambda_0} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \right] - 1.$$

Если число Льюиса $Le = \frac{\lambda}{\rho c_p D} = 1$, то система уравнений (2)–(3) в новых переменных и с учетом равенства (12) примет вид

$$\frac{d^2 \theta}{d \eta^2} = \frac{d^2 Z_n}{d \eta^2} = \frac{d^2 Z_k}{d \eta^2} = \frac{A}{\ln^2(1 + \eta_1)} \frac{Z_n Z_k}{\theta^2 (1 + \eta)^2} \frac{\exp \left(\frac{Ar}{\theta} \right)}{\left[1 - \frac{2}{Nu} \frac{\ln(1 + \eta)}{\ln(1 + \eta_1)} \right]^4} \quad (14)$$

где

$$A = \frac{k^* \beta c_p n_{k_1} \rho^{*2} \theta^{*2} \delta_0^2}{\lambda^* Nu^2} \left(\frac{\theta^*}{\theta_0} \right)^\gamma.$$

Здесь использованы зависимости:

$$\lambda_0 = \lambda^* \left(\frac{\theta_0}{\theta^*} \right)^\gamma; \quad \rho_0 \theta_0 = \rho^* \theta^*.$$

Параметр, определяющий скорость испарения частицы, равен

$$\eta_{11} = \exp \left[\frac{\rho_0 v_0 r_0 c_p}{\lambda_0} \left(1 - \frac{r_0}{r_1} \right) \right] - 1$$

или с учетом соотношения (1):

$$\eta_{11} = \exp \left(\frac{\rho_0 v_0 c_p \delta_0}{\lambda_0 Nu} \right) - 1. \quad (15)$$

Число Арениуса

$$Ar = \frac{E c_p}{R q n_{k_1}}.$$

Граничные условия (4) — (10) в новых переменных:

$$1. \quad Z_{n_0} = \frac{1}{\beta n_{k_1}} \frac{1 - \left(1 - \frac{\mu_n}{\mu_k} \right) n_{k_1} Z_{k_0}}{1 + \frac{\mu_n}{\mu_k} \left[\frac{P}{p^*} \exp \left(- \frac{\Phi}{\theta_0} \right) - 1 \right]},$$

где

$$\Phi = \frac{c_p l}{R q n_{k_1}}.$$

$$2. \quad \theta(0) = \theta_0.$$

$$3. \quad -\beta \left(\frac{d Z_n}{d \eta} \right)_{\eta=0} + \beta Z_{n_0} - \left(\frac{d Z_k}{d \eta} \right)_{\eta=0} + Z_{k_0} = \frac{1}{n_{k_1}}. \quad (16)$$

$$4. \quad \left(\frac{d Z_k}{d \eta} \right)_{\eta=0} - Z_{k_0} = \alpha,$$

где $\alpha = \frac{k_0}{\rho_0 v_0 n_{k_1}}.$

$$5. \quad Z_k(\eta_{11}) = 1.$$

$$6. \quad \theta(\eta_{11}) = \theta_1.$$

$$7. \quad Z_n(\eta_{11}) = 0.$$

Уравнение разогрева частицы преобразуется к виду:

$$\frac{d \theta_0}{dt} = \frac{6 Nu \lambda^*}{c_p \rho_M \delta_0^2} \left(\frac{\theta_0}{\theta^*} \right)^{\gamma} \left\{ \left(\frac{d \theta}{d \eta} \right)_{\eta=0} + \frac{l}{q n_{k_1}} - \alpha \left[1 - (1 + \beta) \frac{l}{q} \right] \right\} \ln(1 + \eta_{11}). \quad (17)$$

Систему уравнений (14) можно интегрировать четыре раза, используя при этом четыре из семи граничных условий (16). В результате будем иметь одно дифференциальное уравнение второго порядка с неизвестным параметром η_1 и три граничных условия:

$$\frac{d^2 \theta}{d \eta^2} = \frac{A}{\ln^2(1 + \eta_{11})} \frac{Z_n Z_k}{\theta^2(1 + \eta)^2} \frac{\exp \left(\frac{Ar}{\theta} \right)}{\left[1 - \frac{2}{Nu} \frac{\ln(1 + \eta)}{\ln(1 + \eta_{11})} \right]^4}, \quad (18)$$

где

$$Z_{\Pi} = \theta - (\theta_1 - \theta_0 + Z_{\Pi_0}) \frac{\eta_1}{\eta_1} - \theta_0 + Z_{\Pi_0}$$

и

$$Z_{\kappa} = \theta + \left[1 - \left(\frac{d\theta}{d\eta} \right)_{\eta=0} - \theta_1 + \theta_0 + x \right] \frac{1 + \eta}{1 + \eta_1} - \theta_0 + \left(\frac{d\theta}{d\eta} \right)_{\eta=0} x.$$

$$1. \theta(0) = \theta_0.$$

$$2. 0(\eta_1) = \theta_1.$$

$$3. \left(\frac{d\theta}{d\eta} \right)_{\eta=0} = \frac{\theta_1 - \theta_0^2}{\eta_1} - \frac{1}{\beta n_{\kappa_1}} + Z_{\Pi_0} \left(1 + \frac{1}{\eta_1} \right) - \frac{x}{\beta},$$

(19)

где

$$Z_{\Pi_0} = \frac{1 - \left(1 - \frac{\mu_{\text{H}}}{\mu_{\text{K}}} \right) \frac{(\beta n_{\kappa_1} - \eta_1)}{\beta (1 + \eta_1)} +}{\left(1 - \frac{\mu_{\text{H}}}{\mu_{\text{K}}} \right) n_{\kappa_1} + \beta n_{\kappa_1} \left\{ 1 + \frac{\mu_{\text{H}}}{\mu_{\text{K}}} \left[\frac{P}{P^*} \exp \left(- \frac{\Phi}{\theta_0} \right) - 1 \right] \right\} \times} \rightarrow$$

$$+ B \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \frac{\eta_1 \exp \left(- \frac{A\Gamma_0}{\theta_0} \right)}{(1 + \eta_1) \ln(1 + \eta_1)},$$

$$\left[1 + B \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \frac{\eta_1 \exp \left(- \frac{A\Gamma_0}{\theta_0} \right)}{(1 + \eta_1) \ln(1 + \eta_1)} \right]$$

$$x = \frac{Z_{\Pi_0} \left(1 + \frac{1}{\eta_1} \right) + \frac{1}{\eta_1} - \frac{1}{\beta n_{\kappa_1}}}{1 + \frac{1}{\beta} + \frac{(1 + \eta_1) \ln(1 + \eta_1)}{B \eta_1} \exp \left(- \frac{A\Gamma_0}{\theta_0} \right)}.$$

(20)

Здесь

$$B = \frac{k_0^* \rho^* c_p \delta_0}{\text{Nu} \lambda^*} \left(\frac{\theta^*}{\theta_0} \right)^{\gamma+1}; \quad A\Gamma_0 = \frac{c_p E_0}{R q n_{\kappa_1}}.$$

Для данной частицы и при известных условиях в среде величины η_1 , x и $\left(\frac{d\theta}{d\eta} \right)_{\eta=0}$ в уравнении (17) представляют собой функции температуры частицы θ_0 . Для отыскания их необходимо решить уравнение (18) с граничными условиями (19). Для каждого значения θ_0 подбираем такое значение параметра η_1 , при котором решение задачи Коши, т. е. уравнения (18) совместно с первым и третьим из граничных условий (19), удовлетворяло бы еще и второму из условий (19). Дифференциальные уравнения (17) и (18) интегрировались с помощью численного метода Рунге-Кутты. Все вычисления производились на электронно-вычислительной машине «Урал-2».

Были рассчитаны кривые разогрева $\theta_0(t)$ частиц магния размером от 15 мк до 65 мк в кислородозатной среде с температурой от 750 до 1050°С и массовым содержанием кислорода от 0,1 до 1. Значения физических констант при расчете были взяты такие:

$$p^* = 10^5 \text{ ата}; \quad l = 31600 \text{ кал/моль};$$

$$c_p = 0,27 \text{ кал/г} \cdot \text{град}; \quad \rho_T = 1,7 \text{ г/см}^3; \quad T^* = 1273^\circ \text{ К};$$

$$\lambda^* = 196 \cdot 10^{-6} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}; \quad \rho^* = 277 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3; \quad \gamma = 0,75;$$

$$\mu_n = 24,32 \text{ г/моль}; \quad \mu_k = 32 \text{ г/моль}; \quad \mu_h = 28 \text{ г/моль}; \quad \beta = 1,52;$$

$$q = 11150 \text{ кал/г}; \quad \text{Nu} = 2,1.$$

Аррениусовские константы для гетерогенной реакции вычислены в работе [3]:

$$E_0 = 45120 \text{ кал/моль}; \quad k_0^* = 0,86 \cdot 10^{11} \text{ см/сек.}$$

Величина энергии активации для гомогенной реакции E в расчете принималась равной E_0 , а предэкспоненциальный множитель k^* был вычислен из соотношения [2]:

$$k^* = k_0^* 4\pi \sqrt{\frac{N_A}{2}} \sigma^2 \frac{N_A}{\mu_n},$$

где N_A — число Авогадро; σ — диаметр молекулы (для магния $\sigma^2 = 10^{-15} \text{ см}^2$).

Одна из рассчитанных кривых разогрева магниевой частицы представлена на рис. 1. Время плавления металла $t_{пл}$ определялось из уравнения:

$$-\frac{L}{q n_{k_1} t_{пл}} = \frac{6 \text{Nu} \lambda^*}{c_p \rho_M \delta_0^2} \left(\frac{\theta_{пл}}{\theta^*} \right)^{\gamma} \left\{ \left(\frac{d\theta}{d\eta} \right)_{\eta=0} + \frac{l}{q n_{k_1}} - \alpha \left[1 - (1 + \beta) \frac{l}{q} \right] \right\} \ln(1 + \eta_1).$$

где L — удельная теплота плавления металла; $\theta_{пл}$ — безразмерная температура плавления металла.

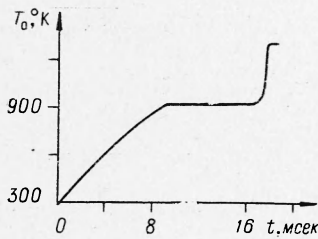


Рис. 1. Кривая разогрева частицы магния диаметром $\delta_0 = 45 \text{ мк}$ в воздухе при температуре среды $T_1 = 1123^\circ\text{K}$; $\text{Nu} = 2,1$.

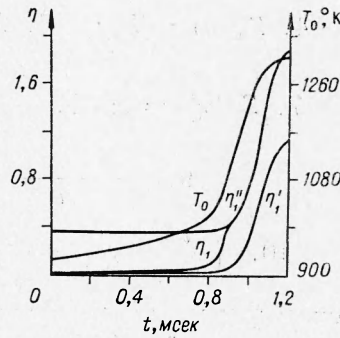


Рис. 2. Изменение со временем скорости испарения частицы магния диаметром $\delta_0 = 45 \text{ мк}$ в воздухе при температуре среды $T_1 = 1123^\circ\text{K}$; $\text{Nu} = 2,1$.

Чтобы решить вопрос о моменте воспламенения частицы, рассмотрим два предельных режима разогрева частицы:

а. **Испарение в инертную среду.** Так как при этом режиме реакции нет ни на поверхности частицы, ни в объеме вблизи нее, значения $A = B = \alpha = 0$. Из уравнения (18) и граничных условий (19) следует:

$$1 + \frac{1}{\eta_1} = \frac{1}{\beta n_{k_1} Z'_{п_0}}.$$

Из равенства (20) имеем

$$Z'_{п_0} = \frac{1 - \left(1 - \frac{\mu_H}{\mu_K}\right) \frac{n_{K_1} - \frac{\eta_1'}{\beta}}{1 + \eta_1'}}{\left(1 - \frac{\mu_H}{\mu_K}\right) n_{K_1} + \beta n_{K_1} \left\{1 + \frac{\mu_H}{\mu_H} \left[\frac{P}{p^*} \exp\left(-\frac{\Phi}{\theta_0}\right) - 1\right]\right\}}$$

Из двух последних соотношений найдем

$$\eta_1' = \frac{1 - \left(1 - \frac{\mu_H}{\mu_K}\right) n_{K_1}}{\frac{\mu_H}{\mu_H} \left[\frac{P}{p^*} \exp\left(-\frac{\Phi}{\theta_0}\right) - 1\right]}. \quad (21)$$

б. Диффузионное горение. В этом случае область приведенной пленки разделена сферической поверхностью ($\eta = \eta_r$), на которой сгорают в стехиометрическом соотношении все пары металла, пришедшие с поверхности частицы, и весь кислород, пришедший из среды. Следовательно, как внутри, так и снаружи сферы горения

$$\frac{d^2 \theta}{d \eta^2} = \frac{d^2 Z_H}{d \eta^2} = \frac{d^2 Z_K}{d \eta^2} = 0. \quad (22)$$

Граничные условия:

1. $\theta(0) = \theta_0$;
2. $\theta(\eta_r) = \theta_r$;
3. $\theta(\eta_1') = \theta_1$;
4. $Z_H(0) = Z_{п_0}''$;
5. $Z_H(\eta_r) = 0$;
6. $Z_K(\eta_r) = 0$;
7. $Z_K(\eta_1') = 1$;
8. $-\left(\frac{d Z_H}{d \eta}\right)_{\eta=0} + Z_{п_0}'' = \frac{1}{\beta n_{K_1}}$;
9. $-\left(\frac{d Z_H}{d \eta}\right)_{\eta=\eta_r} = \left(\frac{d Z_K}{d \eta}\right)_{\eta=\eta_r}$;
10. $\left(\frac{d \theta}{d \eta}\right)_{\eta=\eta_1'} - \left(\frac{d \theta}{d \eta}\right)_{\eta=0} = \frac{1}{\beta n_{K_1} (1 + \eta_r)}$.

$$(23)$$

Проинтегрировав систему уравнений (22) совместно с граничными условиями (23) и равенством (20), получим:

$$\eta_r = \frac{1}{\frac{\mu_H}{\mu_H} \left[\frac{P}{p^*} \exp\left(-\frac{\Phi}{\theta_0}\right) - 1\right]};$$

$$\theta_r = \frac{\theta_1 - 1 + \theta_0 \beta n_{K_1} \left\{1 + \frac{\mu_H}{\mu_H} \left[\frac{P}{p^*} \exp\left(-\frac{\Phi}{\theta_0}\right) - 1\right]\right\}}{1 + \beta n_{K_1} \left\{1 + \frac{\mu_H}{\mu_H} \left[\frac{P}{p^*} \exp\left(-\frac{\Phi}{\theta_0}\right) - 1\right]\right\}}; \quad (24)$$

$$\eta_1' = \frac{1 + \beta n_{K_1} \left\{1 + \frac{\mu_H}{\mu_H} \left[\frac{P}{p^*} \exp\left(-\frac{\Phi}{\theta_0}\right) - 1\right]\right\}}{\frac{\mu_H}{\mu_H} \left[\frac{P}{p^*} \exp\left(-\frac{\Phi}{\theta_0}\right) - 1\right]}.$$

Наряду с кривыми разогрева $\theta_0(t)$ магниевых частиц в кислород-азотной среде были рассчитаны и их скорости испарения. На рис. 2 показано изменение со временем параметра η_1 , определяющего скорость испарения частицы. Зависимости $\eta_1[\theta_0(t)]$ и $\eta_1''[\theta_0(t)]$ определялись из равенств (21) и (24) соответственно.

Для частиц, которым обеспечены условия воспламенения, обязателен переход с режима испарения в инертной среде ($\eta_1 \approx \eta_1'$) на режим диффузионного горения ($\eta_1 \approx \eta_1''$) (см. рис. 2). Такой

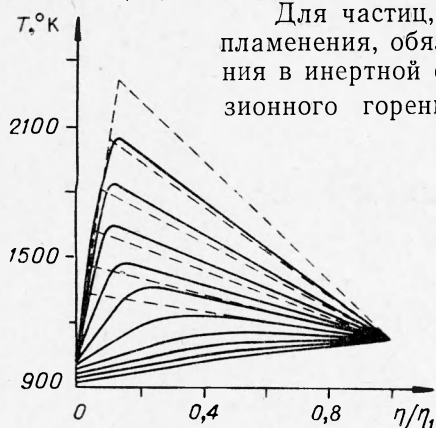


Рис. 3. Изменение со временем распределения температуры в приведенной пленке ($\delta_0=45$ мк; $n = 0,23$; $T_1=1123^\circ\text{K}$; $Nu=3$). Штрихом отмечено распределение температуры в режиме диффузионного горения.

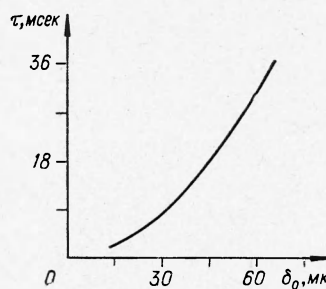


Рис. 4. Зависимость времени индукции частицы магния от ее размера в воздухе ($n_{к1} = 0,23$; $T_1=1123^\circ\text{K}$; $Nu=2,1$).

переход можно наблюдать и по изменению со временем распределения температуры в приведенной пленке (рис. 3). Профили температур в режиме диффузионного горения рассчитывались по формулам (24). Если условия воспламенения частицы не обеспечены (температура среды ниже предельной), то упомянутого выше перехода в расчетах не наблюдалось.

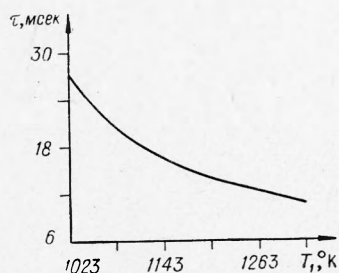


Рис. 5. Зависимость времени индукции частицы магния в воздухе от температуры среды ($\delta_0=45$ мк; $n_{к1} = 0,23$; $Nu=2,1$).

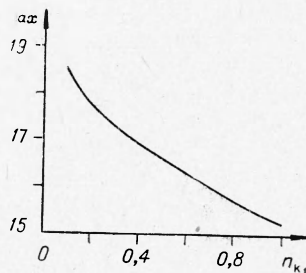


Рис. 6. Зависимость времени индукции частицы магния от содержания кислорода в кислород-азотной среде ($\delta_0=45$ мк; $T_1=1123^\circ\text{K}$; $Nu=2,1$).

Будем считать моментом воспламенения металлической частицы момент выхода ее на режим диффузионного горения ($\eta_1 \approx \eta_1''$). При расчете частица считалась воспламенившейся, если первые две значащие цифры в значениях η_1 и η_1'' становились одинаковыми. Исходя из

такого признака воспламенения были вычислены времена индукции частиц магния в кислородазотной смеси. Получены зависимости времен индукции от размера частиц (рис. 4), от температуры среды (рис. 5) и от содержания кислорода в среде (рис. 6).

*Поступила в редакцию
23/V 1967*

ЛИТЕРАТУРА

1. K. P. Coffin. Symposium (International) on Combustion, 5-th, N. J., Reinhold Publishing Corp., 1955, pp. 267—276.
2. М. А. Гуревич, Б. И. Сотниченко. Тр. ЛПИ, им. М. И. Калинина, 1967, № 280, стр. 91.
3. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1968, 4, 2.